

Особенности формы спектра излучения сферического микрорезонатора с люминесцентной оболочкой с высоким показателем преломления, обусловленные поляризацией мод шепчущей галереи

© А.А. Дукин, В.Г. Голубев

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: dookin@gvg.ioffe.ru

Поступила в редакцию 24.06.2022 г.

В окончательной редакции 06.09.2022 г.

Принята к публикации 21.10.2022 г.

Исследовано влияние толщины и показателя преломления оболочки на амплитуды линий ТЕ- и ТМ-поляризованных мод шепчущей галереи (МШГ) в спектре излучения микрорезонаторной структуры, состоящей из сферического ядра, покрытого люминесцентной оболочкой с показателем преломления больше чем у ядра. Спектры люминесценции оболочки, радиальное распределение поля МШГ и параметры мод (длина волны, добротность, эффективный объем) рассчитаны с использованием метода матриц переноса сферических волн. Показано что при определенных субволновых толщинах оболочки амплитуда пика излучения ТЕ-моды во много раз превосходит амплитуду пика ТМ-моды с теми же полярным, азимутальным и радиальным индексами. Это объяснено тем, что при данных параметрах оболочки МШГ распространяются внутри нее как волноводные моды.

Ключевые слова: сферический микрорезонатор, люминесцентная оболочка с высоким показателем преломления, моды шепчущей галереи, поляризация мод, амплитуда линий излучения.

DOI: 10.21883/OS.2022.11.53781.3857-22

Введение

Сферические микрорезонаторы (МР) обладают уникальными оптическими свойствами, благодаря чему привлекают большое внимание в самых различных областях оптики [1–7]. Их свойства обусловлены модами шепчущей галереи (МШГ) — собственными модами электромагнитного поля сферического микрорезонатора. МШГ характеризуются высокой добротностью в широком диапазоне длин волн и малым эффективным объемом локализации фотонных мод. МШГ имеют два типа поляризации: ТЕ, когда вектор электрического поля параллелен поверхности МР, и ТМ, когда вектор электрического поля перпендикулярен поверхности МР. Внутри МР поле МШГ распространяется как бегущая волна, которая испытывает полное внутреннее отражение от границы с внешней средой. За внешней границей имеется область экспоненциально затухающего эванесцентного поля.

Важной областью применения микросфер с МШГ является сенсорики. Микросферы могут быть использованы для детектирования показателя преломления окружающей среды, химических веществ, биологических веществ, давления, температуры [1,5,8–11]. Адсорбирование молекулы или частицы на поверхность МР или изменение показателя преломления окружающей среды приводит к изменению показателя преломления в локальной области вблизи поверхности МР, в которой

локализуется эванесцентное поле МШГ, что вызывает изменение длины волны МШГ. Чувствительность датчиков может быть увеличена за счет использования структур типа ядро-оболочка, в которых на центральное оптически прозрачное шарообразное ядро МР наносится концентрическая сферическая оболочка с показателем преломления больше показателя преломления ядра [12–14]. Электромагнитное поле МШГ концентрируется в такой оболочке, что увеличивает амплитуду эванесцентного поля, которое, в свою очередь, индуцирует большую поляризацию в окружающей среде или в адсорбате, тем самым повышая чувствительность датчика.

Пассивные МР, используемые как датчики, требуют высокоточного сопряжения с устройствами ввода-вывода сигнала, например оптическими волноводами, призмами и т.д., что ограничивает их применение. Активные микрорезонаторы, содержащие люминесцентные материалы, лишены этого ограничения, поскольку оптический сигнал возбуждается и детектируется дистанционно. Люминесцентная оболочка может быть изготовлена из светоизлучающих материалов, например, таких как полупроводники [15], кремнезем, легированный ионами редкоземельных металлов [16]. В качестве оболочки может быть использован нанопористый материал (например, нанопористый кремнезем [17–19]) при условии, что большая объемная доля пор будет заполнена светоизлучающими материалами с большим показателем преломления. Введение в МР широкопо-

лосных излучателей позволяет одновременно регистрировать набор узких линий люминесценции, соответствующий МШГ, что может быть использовано для увеличения чувствительности детектирования биологических веществ [20,21].

Увеличение чувствительности люминесцентных датчиков может быть достигнуто за счет использования микросфер малого диаметра — менее $10\ \mu\text{m}$ [20,21]. Чувствительность датчика (сдвиг узкой линии в спектре) обратно пропорциональна радиусу микросферы и увеличивается с уменьшением радиуса, что обуславливает выгодность использования микросфер малого диаметра (вплоть до нескольких микрон). Дополнительным преимуществом микросфер малого диаметра является меньшая плотность частотного спектра МШГ за счет того, что в спектре остаются только моды с радиальным индексом $q = 1$ и межмодовый интервал между ними увеличивается. Это облегчает идентификацию мод, а также детектирование и анализ одновременно группы линий МШГ в одном спектре [21]. В случае, когда МР малого диаметра и его внешняя люминесцентная оболочка изготовлены из нецитотоксичных материалов, таких как, например, нанопористый кремнезем, МР может быть введен прямо в живую клетку для неинвазивных исследований. Покрытие поверхности МР специфическими лигандами обеспечивает за счет лиганд-рецепторного взаимодействия их адресную доставку в клетки. Таким образом открывается возможность для микроскопических биологических исследований *in vitro*.

Чувствительность датчиков на основе структур ядро-оболочка с большим показателем преломления оболочки различается для ТЕ- и ТМ-мод [13], и это обуславливает важность учета поляризации МШГ. Условия для электрического поля на границе раздела двух сред с разным показателем преломления отличаются для ТЕ- и ТМ-поляризованных волн, и это приводит к тому, что сферические волны с разной поляризацией имеют разные коэффициенты и фазы отражения от сферической границы [22]. В результате поле ТЕ- и ТМ-поляризованных мод по-разному проникает через границы оболочки и в разной степени концентрируется в ядре и в оболочке [23]. Поэтому можно ожидать влияние поляризации МШГ на амплитуду линий излучения из люминесцентной оболочки.

Целью настоящей работы является исследование влияния показателя преломления и толщины люминесцентной оболочки на амплитуду линий излучения, соответствующих МШГ с разной поляризацией. Про моделирован спектр излучения МР-структуры, состоящей из сферического ядра малого диаметра ($3.5\ \mu\text{m}$), покрытого люминесцентной оболочкой (толщиной 10, 80 и 500 nm) с показателем преломления больше чем у ядра.

Исследуемая МР-структура и метод моделирования спектров люминесценции

В настоящей работе проанализированы сферические МР типа ядро-оболочка, в которых на сферическое оптически прозрачное диэлектрическое ядро нанесена люминесцентная оболочка с показателем преломления больше показателя преломления ядра.

Излучение оболочки осуществляется в МШГ. Моды описываются сферическими волнами, которые характеризуются тремя числами: полярным индексом l ($l \geq 1$), азимутальным индексом m ($m = l$ или m близко к l), радиальным индексом q ($q \geq 1$) и двумя поляризациями (ТЕ и ТМ). Поле с ТЕ-поляризацией не имеет радиальной составляющей электрического поля, поле с ТМ-поляризацией не имеет радиальной составляющей магнитного поля. В дальнейшем МШГ будут обозначаться как TE_l^q или TM_l^q , где ТЕ и ТМ — поляризации МШГ, q и l — соответствующие индексы.

Спектры излучения оболочки, радиальное распределение поля и параметры МШГ (длина волны, добротность, поляризация, полярные и радиальные индексы, эффективный объем моды) рассчитаны с использованием разложения поля электромагнитной волны в базис векторных сферических гармоник и метода матриц переноса сферических волн [24]. Рассчитанные профили радиального распределения поля нормированы так, что в максимуме амплитуда напряженности электрического поля равна 1. Более подробно методика расчета изложена в [25].

Исследованы спектры излучения оболочки в структуре со следующими параметрами: диаметр ядра $3.5\ \mu\text{m}$, показатель преломления ядра $n_{\text{co}} = 1.46$, показатель преломления оболочки n_s меняется в диапазоне 1.46–2.25, толщина оболочки меняется в диапазоне 10–500 nm. Магнитная проницаемость всех сред равна 1, поглощение отсутствует. Диаметр и показатель преломления ядра соответствуют параметрам микросфер из кремнезема, получаемых гидролизом тетраэтоксисилана в спирто-водно-аммиачной среде [15]. Область максимальных значений n_s в исследованном диапазоне соответствует значениям показателей преломления полупроводниковых материалов, например SiC ($n_s = 2.25$). Оболочка из SiC получена методом плазмохимического газофазного осаждения в работе [15]. Область минимальных и средних значений n_s соответствует показателю преломления пористого кремнезема, поры которого практически полностью заполнены светоизлучающими материалами с показателем преломления больше 1.46.

Спектр излучения люминесцирующей оболочки состоит из пар узких пиков, соответствующих излучению в МШГ с одинаковыми индексами l и $q = 1$, но с различной поляризацией ТЕ и ТМ [24].

На рис. 1 показан характерный спектр излучения оболочки сферического МР в узком диапазоне длин

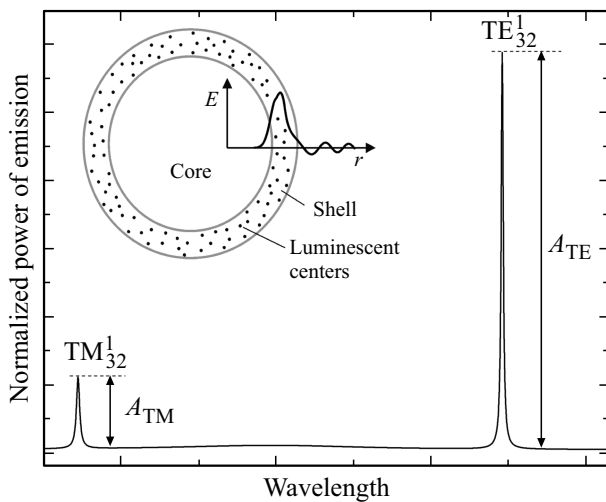


Рис. 1. Характерная спектральная зависимость интенсивности излучения люминесцирующей оболочки, окружающей сферическое ядро. Обозначения мод указаны над пиками. Амплитуда пиков A_{TE} и A_{TM} указана рядом с пиками. На вставке приведено схематическое изображение сечения моделируемой структуры, где две concentric окружности показывают границы оболочки, и на них наложен график, показывающий характерное распределение напряженности электрического поля (E) по радиальной координате (r) для TE-поляризованной МШГ с $q = 1$. Точками обозначены люминесцентные центры в оболочке.

волн. На вставке на схематическом изображении сечения моделируемой структуры показано характерное распределение напряженности электрического поля по радиальной координате для TE-поляризованной МШГ с $q = 1$.

Для анализа использовались моды TE_{32}^1 и TM_{32}^1 с амплитудами A_{TE} и A_{TM} соответственно, длины волн которых при заданных параметрах МР находятся в пределах оптического диапазона спектра. Рассмотрены структуры с толщиной оболочки 10, 80 и 500 nm, что соответствуют случаям, когда ее оптическая толщина много меньше, сравнима или больше длин волн этих мод.

Результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведено рассчитанное распределение квадрата модуля напряженности электрического поля и распределение нормированного эффективного потенциала мод TE_{32}^1 и TM_{32}^1 по радиальной координате для трех значений толщины оболочки (10 nm — (a, d), 80 nm — (b, e), 500 nm — (c, f)) с показателем преломления $n_s = 2.25$. На рисунках профиля поля (рис. 2, a, b, c) вертикальные сплошные линии показывают границы оболочки с ядром и внешней средой, на рисунках эффективного потенциала (рис. 2, d, e, f) вертикальные линии показывают границы потенциальной ямы и потенциального барьера для TE-моды (r_m^{TE}

и r_b^{TE} — штриховые линии) и ТМ-моды (r_m^{TM} и r_b^{TM} — сплошные линии), а также границу оболочки со внешней средой (r_s). Горизонтальная штрихпунктирная линия на уровне 1 соответствует уровню энергии в эффективном потенциале.

Уравнение для радиальной зависимости электрического поля моды соответствует уравнению Шредингера для одномерного движения частицы в эффективном потенциале

$$V_{ef} = E \left([1 - n(r)^2] + \frac{l(l+1)}{r^2 k_0^2} \right),$$

где $n(r)$ — показатель преломления, зависящий от радиальной координаты, r — радиальная координата, k_0 — волновой вектор в вакууме ($k_0 = 2\pi/\lambda$), λ — длина волны моды в вакууме, l — полярный индекс, $E = \hbar^2 k_0^2 / 2M = \hbar\omega$ — энергия, $M = \hbar\omega / 2c^2$ — приведенная масса [26]. Этот потенциал зависит от длины волны моды и соответственно различен для мод TE_{32}^1 и TM_{32}^1 . Он сформирован центробежным потенциалом (слагаемое $l(l+1)\lambda^2/r^2(2\pi)^2$) и показателем преломления, зависящим от радиальной координаты (слагаемое $[1 - n(r)^2]$). Эффективный потенциал имеет вид классической потенциальной ямы (рис. 2, d), в которой фотон осуществляет свое движение между точками поворота r_m и r_s (радиус границы оболочки со внешней средой). Таким образом, МШГ характеризуются тем, что они расположены в потенциальной яме, образованной центробежным потенциалом со стороны ядра и испытывающим скачок потенциалом на границе со внешней средой. В области $r_s < r < r_b$ имеется потенциальный барьер треугольной формы. В области $r < r_m$ и в области барьера ($r_s < r < r_b$) поле моды экспоненциально затухает, в последнем случае это область эванесцентного поля. Ширина и добротность моды определяются вероятностью туннелирования через этот барьер. Поскольку эффективный потенциал зависит от квадрата длины волны моды, то все точки r_m и r_b , а также ширина и высота этого потенциального барьера различаются для TE- и ТМ-мод. Наличие оболочки с показателем преломления больше показателя преломления ядра приводит к образованию дополнительной потенциальной ямы, образованной скачком показателя преломления на границах оболочки (провал на графике эффективного потенциала рис. 2, d, e, f).

Выбранные толщины соответствуют трем разным случаям радиального распределения поля исследуемых мод в оболочке. Для TE-моды графики радиального распределения поля представляют непрерывную кривую с одним широким максимумом. Для ТМ-моды на графиках имеются два скачка на границах оболочки, которые возникают из-за граничных условий для радиальной компоненты электрического поля на границе раздела двух сред с разными диэлектрическими проницаемостями.

При толщине оболочки 10 nm (рис. 2, a) область локализации поля обеих мод по радиальной координате

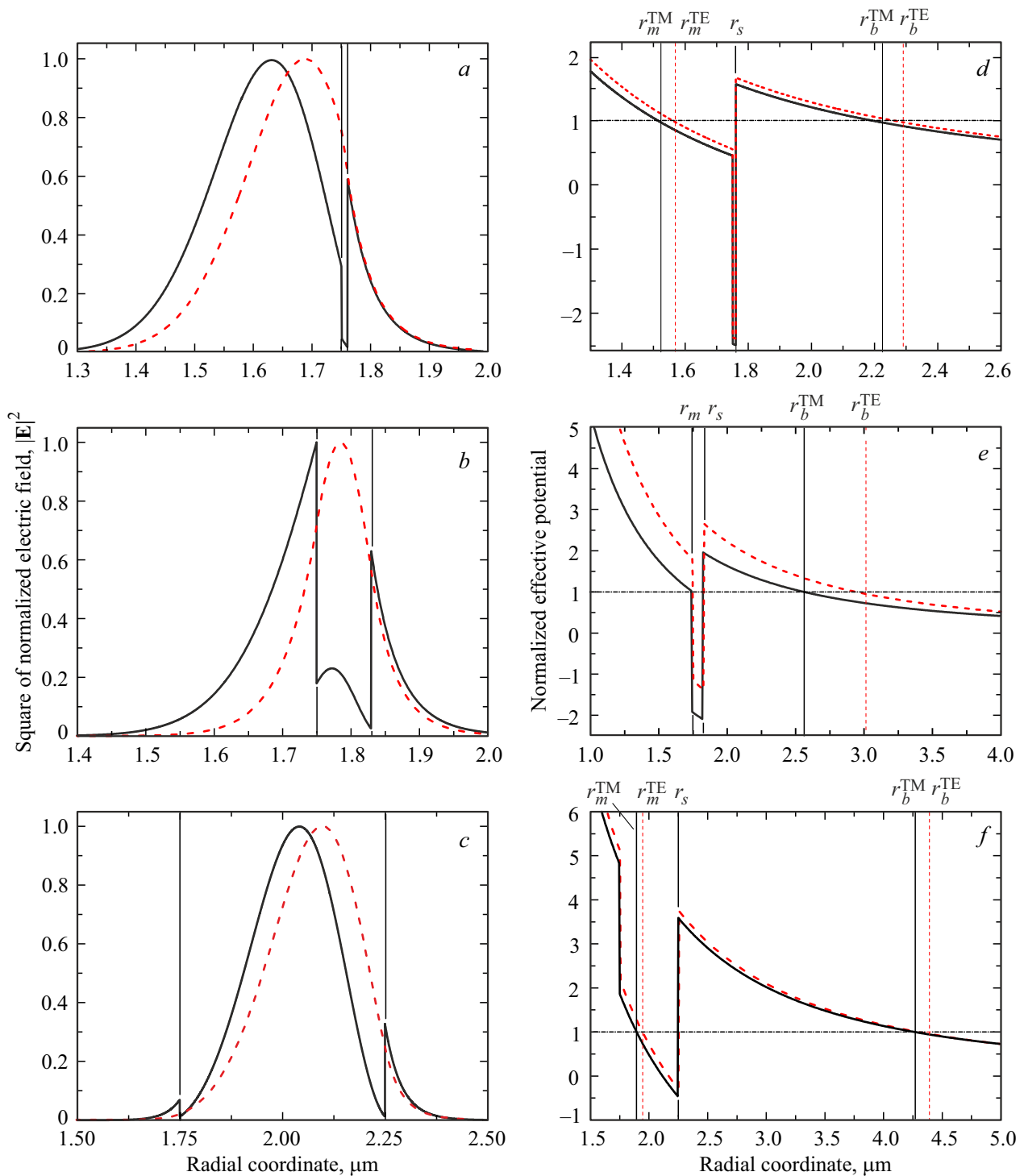


Рис. 2. Распределения квадрата модуля напряженности электрического поля (*a, b, c*) и нормализованного эффективного потенциала (V_{ef}/E) (*d, e, f*) для мод шпеллущей галереи TE_{32}^1 (штриховая линия) и TM_{32}^1 (сплошная линия) по радиальной координате для разных толщин оболочки. Параметры МР и обозначения на рисунке приведены в тексте статьи.

много больше ее толщины, и большая часть радиального распределения поля обеих мод и его максимум находятся в ядре. В области оболочки находится небольшая часть профиля поля ТЕ-моды в области спада распределения. Для профиля поля ТМ-моды в

области оболочки имеется глубокий провал. При этой толщине (рис. 2, *d*) обе моды ограничены центробежным потенциалом в области ядра и испытывающим скачок потенциалом на границе с внешней средой, и, таким образом, обе моды распространяются как МШГ в ядре.

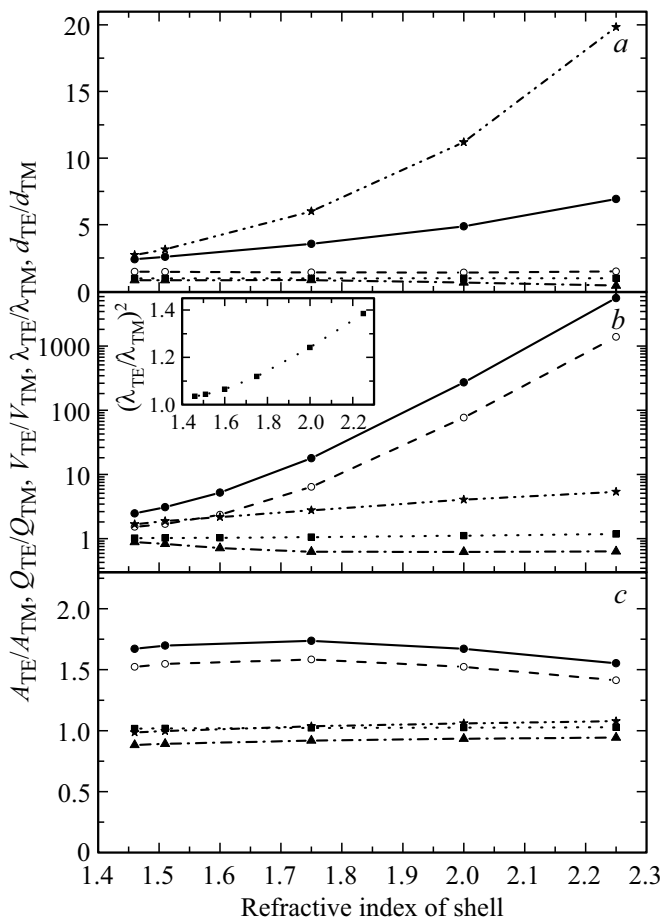


Рис. 3. Зависимость отношения амплитуд пиков (A_{TE}/A_{TM} — сплошная линия), добротностей (Q_{TE}/Q_{TM} — штриховая линия), длин волн ($\lambda_{TE}/\lambda_{TM}$ — пунктир), эффективных объемов мод (V_{TE}/V_{TM} — штрихпунктирная линия) и d_{TE}/d_{TM} — штрихпунктир-пунктирная линия мод TE_{32}^1 и TM_{32}^1 от показателя преломления оболочки. Толщина оболочки: 10 (a), 80 (b) и 500 nm (c). На вставке приведен график $(\lambda_{TE}/\lambda_{TM})^2$ в линейном масштабе для толщины 80 nm.

При этом длины волн TE- и TM-мод близки, соответственно потенциальный барьер для них различается незначительно (рис. 2, d), как следствие, добротности мод близки (рис. 3, a).

При толщине 500 nm область локализации для обеих мод сравнима с толщиной оболочки и практически полностью находится в ней (рис. 2, c). Поскольку величина электрического поля на внутренней границе оболочки мала, то отражение на ней мало влияет на моды. Можно считать, что рассматриваемая структура соответствует однородному шару с показателем преломления равным n_s , в котором излучает внешний слой шара с толщиной, равной толщине оболочки. При толщине 500 nm (рис. 2, f) обе моды ограничены центробежным потенциалом внутри оболочки и испытывающим скачок потенциалом на границе с внешней средой, и, таким образом, обе моды распространяются как МШГ внутри оболочки. При этом длины волн TE- и TM-мод близки,

соответственно потенциальный барьер для них (рис. 2, f) и, как следствие, добротности мод (рис. 3, c) различаются незначительно.

Случай толщины 80 nm (рис. 2, b) является промежуточным, а именно поле локализовано как в области оболочки, так и в ядре, при этом отражение на внутренней границе оболочки играет важную роль в формировании моды. Максимумы поля обеих мод расположены внутри оболочки. При этой толщине уровень энергии для обеих мод лежит в потенциальной яме, образованной скачками потенциала на границах оболочки (рис. 2, e). Точки поворота совпадают с этими границами. Таким образом, обе моды распространяются как волноводные моды внутри оболочки, которая играет роль волновода, при этом они испытывают многократные отражения от обеих ее границ. За счет отражения от границы оболочки с ядром возникает дополнительная разность фаз между TE- и TM-модами, и, как следствие, увеличивается разность длин волн данных мод. Это приводит к тому, что высота и ширина потенциального барьера для TE-моды существенно (в 1.79 и 1.62 раза) превосходит высоту и ширину для TM-моды (рис. 2, e). Это, в свою очередь, приводит к многократному уменьшению вероятности туннелирования через потенциальный барьер для TE-моды по сравнению с TM-модой и соответственно многократному росту добротности для TE-моды по сравнению с TM-модой (рис. 3, b).

Скорость спонтанной эмиссии в МШГ внутри сферического микрорезонатора Γ_{cav} по сравнению со случаем излучения в свободном пространстве Γ_{free} увеличивается за счет эффекта Парселла [27] на фактор

$$\frac{\Gamma_{cav}}{\Gamma_{free}} = \frac{3Q(\lambda/n)^3}{4\pi^2 V_{ef}} \frac{|\mathbf{dE}(\mathbf{r}_e)|^2}{|\mathbf{d}|^2},$$

где Q — добротность моды, V_{ef} — эффективный объем моды, λ — длина волны моды в вакууме, n — показатель преломления, \mathbf{d} — дипольный момент перехода, $\mathbf{E}(\mathbf{r}_e)$ — электрическое поле моды, которое нормировано так, что в максимуме равно 1, \mathbf{r}_e — положение излучателя внутри резонатора [28]. Соответственно амплитуда пика в спектре излучения оболочки пропорциональна скорости спонтанной эмиссии. В отношении амплитуд пиков A_{TE}/A_{TM} будут давать вклад отношения всех величин в этой формуле, а именно добротностей этих мод Q_{TE}/Q_{TM} , эффективных объемов мод V_{TE}/V_{TM} , длин волн $\lambda_{TE}/\lambda_{TM}$ и интегралов

$$d_{TE}/d_{TM} = \int |\mathbf{dE}_{TE}(\mathbf{r})|^2 dV / \int |\mathbf{dE}_{TM}(\mathbf{r})|^2 dV$$

(интегрирование ведется по всему объему оболочки).

Для трех толщин оболочки, рассмотренных выше, исследована зависимость отношения амплитуд пиков (A_{TE}/A_{TM}), отношения добротностей (Q_{TE}/Q_{TM}), длин волн ($\lambda_{TE}/\lambda_{TM}$), эффективных объемов (V_{TE}/V_{TM}) и d_{TE}/d_{TM} мод TE_{32}^1 и TM_{32}^1 от показателя преломления оболочки (рис. 3).

При толщине 500 nm все отношения Q_{TE}/Q_{TM} , $\lambda_{TE}/\lambda_{TM}$, V_{TE}/V_{TM} и d_{TE}/d_{TM} слабо зависят от показателя преломления оболочки (рис. 3, *c*). Длины волн обеих мод отличаются на 2–3%, потенциальные барьеры отличаются незначительно (рис. 2, *f*), и, как следствие, добротности отличаются приблизительно в 1.5 раза. Профили радиального распределения поля обеих мод практически полностью лежат внутри излучающей оболочки (рис. 2, *c*), поэтому отношение d_{TE}/d_{TM} тоже близко к единице. В результате отношение A_{TE}/A_{TM} незначительно изменяется в зависимости от показателя преломления оболочки и невелико по абсолютной величине (1.4–1.74).

При толщине 10 nm (рис. 3, *a*) в исследуемом диапазоне значений показателя преломления оболочки отношение добротностей Q_{TE}/Q_{TM} , длин волн $\lambda_{TE}/\lambda_{TM}$ и эффективных объемов V_{TE}/V_{TM} меняются незначительно. Однако величины d_{TE}/d_{TM} и A_{TE}/A_{TM} монотонно возрастают. За счет наличия провала в профиле поля величина электрического поля ТМ-моды уменьшается в области оболочки, где находятся излучающие центры, по отношению к величине электрического поля ТЕ-моды (рис. 2, *a*). Глубина провала определяется величиной скачка радиальной компоненты электрического поля на границе между двумя средами, которая равна отношению диэлектрических проницаемостей этих сред ($E_1/E_2 = \varepsilon_2/\varepsilon_1$, где E_1, E_2 — радиальные компоненты электрического поля на границе двух сред с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ соответственно) [29]. Глубина провала возрастает по мере увеличения отношения диэлектрической проницаемости оболочки к диэлектрическим проницаемостям внешней среды и ядра. Это объясняет увеличение d_{TE}/d_{TM} с ростом показателя преломления оболочки и, как следствие, увеличение отношения амплитуд пиков A_{TE}/A_{TM} (рис. 3, *a*). Различие между величинами d_{TE}/d_{TM} и A_{TE}/A_{TM} связано с приближенным характером вычисления d_{TE}/d_{TM} .

При толщине 80 nm (рис. 3, *b*) отношения длин волн $\lambda_{TE}/\lambda_{TM}$ и эффективных объемов V_{TE}/V_{TM} в рассматриваемом диапазоне значений показателя преломления оболочки меняются незначительно. За счет увеличения глубины провала в профиле поля (рис. 2, *b*) отношение d_{TE}/d_{TM} увеличивается в 3.2 раза. Однако наблюдается сильно отличающаяся картина зависимостей A_{TE}/A_{TM} и Q_{TE}/Q_{TM} по сравнению со случаями тонкой (рис. 3, *a*) и толстой (рис. 3, *c*) оболочек. В области $n_s > 1.75$ отношение амплитуд A_{TE}/A_{TM} сильно возрастает с увеличением показателя преломления оболочки. В этой же области отношение добротностей Q_{TE}/Q_{TM} также сильно зависит от показателя преломления. Таким образом, в случае, когда показатель преломления оболочки больше показателя преломления ядра, можно получить излучение в МШГ преимущественно ТЕ-поляризации. В рассматриваемом диапазоне значений n_s отношение квадратов длин волн $(\lambda_{TE}/\lambda_{TM})^2$ возрастает на 34% (вставка на рис. 3, *b*), что приводит к значительному

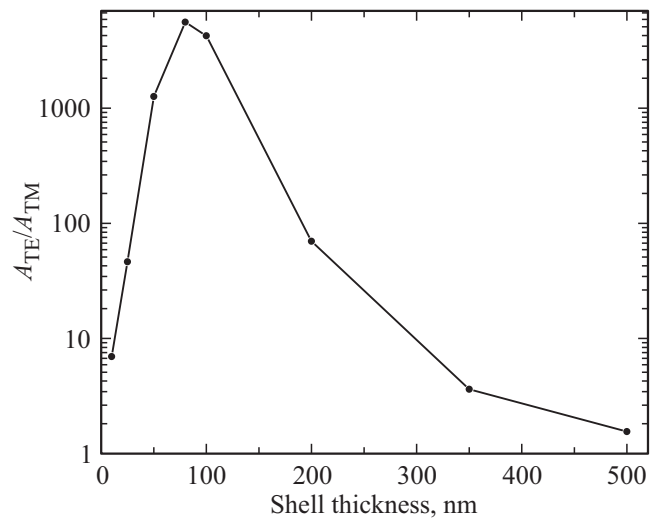


Рис. 4. Зависимость отношения амплитуд пиков A_{TE}/A_{TM} мод TE_{32}^1 и TM_{32}^1 от толщины оболочки. Показатель преломления оболочки 2.25.

увеличению высоты и ширины потенциального барьера для ТЕ-моды по сравнению с барьером для ТМ-моды (рис. 2, *e*). Как следствие, на несколько порядков увеличивается добротность ТЕ-моды по сравнению с ТМ-модой и увеличивается отношение амплитуд пиков A_{TE}/A_{TM} . Провал профиля поля в области оболочки для ТМ-моды по сравнению с ТЕ-модой (рис. 2, *b*) также вносит вклад в увеличение A_{TE}/A_{TM} , но он не является определяющим.

На рис. 4 приведена рассчитанная зависимость отношения амплитуд пиков A_{TE}/A_{TM} мод TE_{32}^1 и TM_{32}^1 от толщины оболочки с показателем преломления $n_s = 2.25$. В области 10–80 nm A_{TE}/A_{TM} быстро возрастает с увеличением толщины; в области более 100 nm происходит постепенное уменьшение A_{TE}/A_{TM} . Максимальное значение A_{TE}/A_{TM} достигается при толщине оболочки 80 nm, которая является оптимальной для усиления пиков ТЕ-мод по сравнению с ТМ-модами при данном показателе преломления оболочки. При этой толщине реализуется волноводный режим распространения мод в оболочке.

Таким образом, если показатель преломления оболочки больше показателя преломления ядра, то при определенной субволновой толщине оболочки амплитуда пика ТЕ-моды может намного превосходить амплитуду пика ТМ-моды. За счет этого уменьшится число детектируемых линий в экспериментальных спектрах, что позволит избавиться от большой плотности частотного спектра собственных мод. Такие структуры могут быть изготовлены нанесением на ядро из оптически прозрачного SiO_2 [30] люминесцентной оболочки с большим показателем преломления (например, SiC [15]) или нанесением пористой SiO_2 -оболочки [17–19] с последующим заполнением пор излучающими материалами с высоким показателем преломления.

В рассмотренной модели идеального МР существует только один механизм уширения МШГ, связанный с потерями излучения, вызванными выходом волны за границу микросферы, и он обуславливает рассчитанную (радиационную) добротность (рис. 3). В реальных МР существуют несколько других возможных механизмов, которые обуславливают дополнительное уширение МШГ. К числу таких механизмов относятся рассеяние электромагнитной волны на шероховатостях поверхности, рассеяние на неоднородностях плотности вещества МР, поглощение в ядре и оболочке МР, неоднородное уширение за счет несферичности МР, однородное и неоднородное уширения, связанные с утечкой волн в подложку, на которой находится МР. Эти механизмы могут по-разному увеличивать ширину мод с разной добротностью и разной поляризацией, что повлияет на величину отношения амплитуд пиков A_{TE}/A_{TM} .

Заключение

В работе рассмотрены поляризационные эффекты в спектрах излучения МР типа ядро–оболочка, в которых на сферическое оптически прозрачное диэлектрическое ядро малого диаметра ($3.5\ \mu\text{m}$) нанесена люминесцентная оболочка с показателем преломления больше чем у ядра. Спектры люминесценции оболочки, распределение электрического поля МШГ по радиальной координате, длина волны, добротность и эффективный объем МШГ рассчитаны с использованием разложения поля электромагнитной волны в базисе векторных сферических гармоник и метода матриц переноса сферических волн. Спектр люминесценции состоит из большого количества упорядоченных пар пиков, соответствующих ТЕ- и ТМ-поляризованным МШГ.

Исследована зависимость отношения амплитуд пиков (A_{TE}/A_{TM}), соответствующих модам TE_{32}^1 и TM_{32}^1 , от величины показателя преломления и толщины оболочки.

Показано, что когда оптическая толщина оболочки много меньше длины волны мод, поле МШГ локализовано преимущественно в ядре. При малой толщине оболочки (10 nm) отношение A_{TE}/A_{TM} монотонно возрастает вместе с увеличением показателя преломления оболочки, и амплитуда пика ТЕ может в несколько раз превосходить амплитуду пика ТМ.

При большой толщине оболочки (500 nm) поле МШГ локализовано почти полностью в оболочке. При этом амплитуды пиков отличаются незначительно (приблизительно в ~ 1.7 раза), и их отношение слабо зависит от показателя преломления оболочки.

При некоторых промежуточных толщинах оболочки (80 nm), когда оптическая толщина оболочки в несколько раз меньше длины волны рассматриваемых мод, поле обеих мод локализовано как в области оболочки, так и в ядре. При этом отношение амплитуд пиков A_{TE}/A_{TM} экспоненциально увеличивается с возрастанием показателя преломления оболочки и может достигать

нескольких порядков величины. Это обусловлено тем, что МШГ распространяются как волноводные моды внутри оболочки. Таким образом, подбирая параметры оболочки, можно добиться, чтобы излучение выходило из МР преимущественно в ТЕ-поляризованных МШГ.

Финансирование работы

Работа выполнена с использованием средств госбюджета по теме госзадания 0040-2019-0012.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.R. Foreman, J.D. Swaim, F. Vollmer. *Adv. Opt. Photon.*, **7** (2), 168 (2015). DOI: 10.1364/AOP.7.000168
- [2] J. Ward, O. Benson. *Las. Photon. Rev.*, **5** (4), 553 (2011). DOI: 10.1002/lpor.201000025
- [3] A. Chiasera, Y. Dumeige, P. Féron, M. Ferrari, Y. Jestin, G. Nunzi Conti, S. Pelli, S. Soria, G.C. Righini. *Las. Photon. Rev.*, **4** (3), 457 (2010). DOI: 10.1002/lpor.200910016
- [4] Y.P. Rakovich, J.F. Donegan. *Las. Photon. Rev.*, **4** (2), 179 (2010). DOI: 10.1002/lpor.200910001
- [5] G.C. Righini, S. Soria. *Sensors*, **16** (6), 905 (2016). DOI: 10.3390/s16060905
- [6] L. Cai, J. Pan, Y. Zhao, J. Wang, S. Xiao. *Phys. Status Solidi A*, **217** (6), 1900825 (2020). DOI: 10.1002/pssa.201900825
- [7] D. Venkatakrishnarao, E.A. Mamonov, T.V. Murzina, R. Chandrasekar. *Adv. Opt. Mater.*, **6**, 1800343 (2018). DOI: 10.1002/adom.201800343
- [8] T. Reynolds, N. Riesen, A. Meldrum, X. Fan, J.M.M. Hall, T.M. Monro, A. François. *Las. Photon. Rev.*, **11** (2), 1600265 (2017). DOI: 10.1002/lpor.201600265
- [9] F. Vollmer, S. Arnold. *Nat. Methods*, **5** (7), 591 (2008). DOI: 10.1038/NMETH.1221
- [10] X. Jiang, A.J. Qavi, S.H. Huang, L. Yang. *Matter*, **3** (2), 371 (2020). DOI: 10.1016/J.MATT.2020.07.008
- [11] Y. Zhi, X.-C. Yu, Q. Gong, L. Yang, Y.-F. Xiao. *Adv. Mater.*, **29** (12), 1604920 (2017). DOI: 10.1002/adma.201604920
- [12] I. Teraoka, S. Arnold. *J. Opt. Soc. Am. B*, **23** (7), 1434 (2006). DOI: 10.1364/JOSAB.23.001434
- [13] I. Teraoka, S. Arnold. *J. Opt. Soc. Am. B*, **24** (3), 653 (2007). DOI: 10.1364/JOSAB.24.000653
- [14] D. Ristić, A. Chiappini, M. Mazzola, D. Farnesi, G. Nunzi Conti, G.C. Righini, P. Féron, G. Cibiel, M. Ferrari, M. Ivanda. *Eur. Phys. J. Special Topics*, **223** (10), 1959 (2014). DOI: 10.1140/epjst/e2014-02239-2
- [15] С.А. Грудинкин, А.А. Донцов, Н.А. Феоктистов, М.А. Баранов, К.В. Богданов, Н.С. Аверкиев, В.Г. Голубев. *ФТП*, **49** (10), 1415 (2015). [S.A. Grudinkin, A.A. Dontsov, N.A. Feoktistov, M.A. Baranov, K.V. Bogdanov, N.S. Averkiev, V.G. Golubev. *Semiconductors*, **49** (10), 1369 (2015). DOI: 10.1134/S1063782615100085].
- [16] D. Ristic, A. Chiappini, A. Chiasera, C. Armellini, A. Carpentiero, M. Mazzola, E. Moser, S. Varas, S. Berneschi, G. Nunzi Conti, S. Pelli, S. Soria, G. Speranza, L. Lunelli, C. Pedersolli, F. Prudeniano, P. Feron, M. Ivanda,

- G. Cibiel, G.C. Righini, M. Ferrari. In: *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XIV*, ed. by A.V. Kudryashov, A.H. Paxton, V.S. Ilchenko. Proc. SPIE, **8236**, 82361W (2012). DOI: 10.1117/12.910104
- [17] E.Yu. Trofimova, D.A. Kurdyukov, S.A. Yakovlev, D.A. Kirilenko, Yu.A. Kukushkina, A.V. Nashchekin, A.A. Sitnikova, M.A. Yagovkin, V.G. Golubev. *Nanotechnol.*, **24** (15), 155601 (2013). DOI: 10.1088/0957-4484/24/15/155601
- [18] D.A. Kurdyukov, D.A. Eurov, D.A. Kirilenko, J.A. Kukushkina, V.V. Sokolov, M.A. Yagovkina, V.G. Golubev. *Micro. Mesopor. Mater.*, **223**, 225 (2016). DOI: 10.1016/j.micromeso.2015.11.018
- [19] D.A. Kurdyukov, D.A. Eurov, D.A. Kirilenko, V.V. Sokolov, V.G. Golubev. *Micro. Mesopor. Mater.*, **258**, 205 (2018). DOI: 10.1016/j.micromeso.2017.09.017
- [20] A. Weller, F.C. Liu, R. Dahint, M. Himmelhaus. *Appl. Phys. B*, **90** (3), 561 (2008). DOI: 10.1007/s00340-007-2893-2
- [21] M. Himmelhaus, S. Krishnamoorthy, A. Francois. *Sensors*, **10** (6), 6257 (2010). DOI: 10.3390/s100606257
- [22] M.A. Kaliteevski, S. Brand, R.A. Abram, V.V. Nikolaev. *J. Modern Optics*, **48** (9), 1503 (2001). DOI: 10.1080/09500340108231779
- [23] *Glass Micro- and Nanospheres Physics and Applications*, ed. by G.C. Righini (Jenny Stanford Publishing, New York, 2019). DOI: 10.1201/b22474
- [24] J.M.M. Hall, T. Reynolds, M.R. Henderson, N. Riesen, T.M. Monro, S. Afshar. *Opt. Expr.*, **25** (6), 6192 (2017). DOI: 10.1364/OE.25.006192
- [25] А.А. Дукин, В.Г. Голубев. *Опт. и спектр.*, **129** (10), 1314 (2021). DOI: 10.21883/OS.2021.10.51499.2266-21
- [26] М.Л. Городецкий. *Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью* (Физматлит, Москва, 2011).
- [27] E.M. Purcell. *Phys. Rev.*, **69** (11–12), 681 (1946). DOI: 10.1103/physrev.69.674
- [28] *Confined Photon Systems: Fundamentals and Applications*, ed. by H. Benisty, C. Weisbuch, J.-M. Gérard, R. Houdré, J. Rarity (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1999).
- [29] J.R. Reitz, F.J. Milford, R.W. Christy. *Foundations of Electromagnetic Theory*, 4th ed. (Addison-Wesley, 2008).
- [30] Е.Ю. Трофимова, А.Е. Алексенский, С.А. Грудинкин, И.В. Коркин, Д.А. Курдюков, В.Г. Голубев. *Коллоидный журн.*, **73** (4), 535 (2011). [E.Y. Trofimova, A.E. Aleksenskii, S.A. Grudinkin, I.V. Korokin, D.A. Kurdyukov, V.G. Golubev. *Colloid J.*, **73** (4), 546 (2011). DOI: 10.1134/S1061933X11040156]